

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН ПАРАБОЛОИДАЛЬНЫМИ МЕТЕОРНЫМИ СЛЕДАМИ

Э. К. НЕМИРОВА

(Представлено научным семинаром радиотехнического факультета)

Введение

Радиолокационный метод наблюдения метеоров получил в настоящее время широкое распространение и продолжает бурно развиваться. Наряду с усовершенствованием и созданием новой аппаратуры, получением и обработкой наблюдательного материала проводятся многочисленные исследования теоретического характера. В частности, большое внимание уделяется вопросам рассеяния радиоволн метеорными следами и интерпретации результатов наблюдений с учетом закономерностей рассеяния. Исследования в этом направлении очень важны, так как при радиолокации метеоров возникает целый ряд специфических явлений, без учета которых невозможна правильная трактовка результатов наблюдений.

Одной из особенностей радиолокационных наблюдений метеоров является возможность возникновения резонансного рассеяния, вызывающего зависимость параметров отраженного сигнала от поляризации поля падающей волны относительно оси следа.

Вопросам резонансного рассеяния посвящен ряд теоретических работ, получивших экспериментальное подтверждение. Однако эти работы [1, 2, 3 и др.] касаются в основном лишь существа и закономерностей самого явления без приложения полученных выводов к анализу влияния поляризационного эффекта на результаты наблюдений.

Задачей настоящей работы является выяснение зависимости характеристик отраженного сигнала при резонансном рассеянии от параметров метеора, атмосферы и аппаратуры. К характеристикам отраженного сигнала отнесены амплитуда, фаза, форма дифракционной картины.

Особенности резонансного рассеяния

Теоретическое рассмотрение вопроса о рассеянии радиоволн метеорными следами [1,2] приводит к выводу о том, что при перпендикулярной поляризации поля падающей волны по отношению к оси следа может возникнуть явление плазменного резонанса. Линейная электронная плотность α , при которой возможен резонанс, лежит в пределах, определяемых неравенствами

$$(\kappa r_0)^2 \ll 11,24 \cdot 10^{-13} \alpha; \alpha \ll 2,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1},$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны; r_0 — радиус следа.

Если существуют условия, необходимые для резонанса, амплитуда и фаза отраженного сигнала при перпендикулярной поляризации отличается от амплитуды и фазы при параллельной поляризации. Отношение модулей ρ и фазовый сдвиг ψ коэффициентов рассеяния при двух видах поляризации рассчитаны Кайзером и Клоссом для цилиндрических следов с Гауссовым распределением электронной плотности в радиальном направлении. Зависимость ρ и ψ от $\frac{(kr_0)^2}{\alpha}$ приведена на рис. 1 и 2.

Зависимости, изображенные на рисунках, справедливы для расширяющегося следа, имеющего цилиндрическую форму. Но такая модель приближенна. Форма реального метеорного следа не является цилиндрической. Так как скорость метеора конечна, ранее образовав-

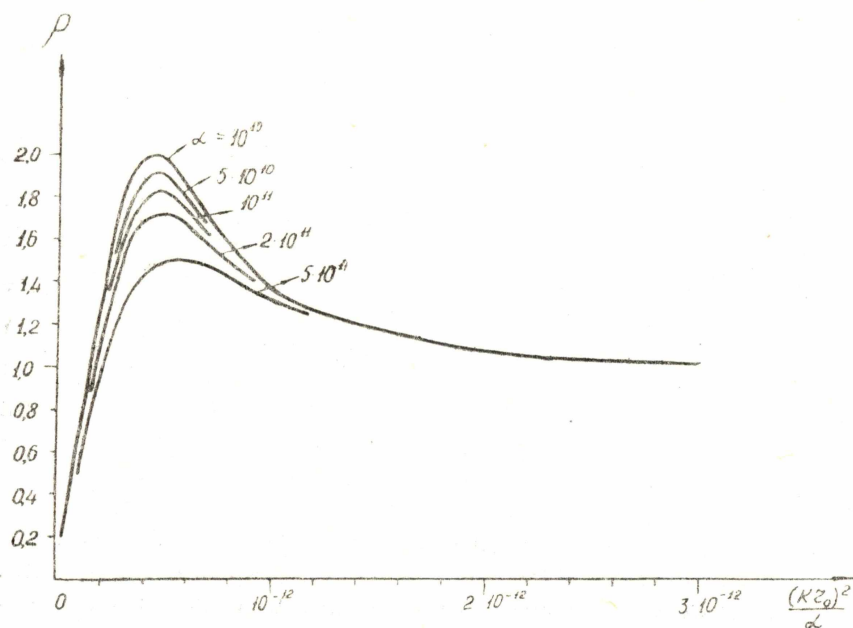


Рис. 1. Поляризационное отношение в зависимости от $(\kappa r_0)^2/\alpha$ для разных значений электронной плотности.

шиеся части следа под влиянием диффузии расширяются сильнее и след приобретает форму, близкую к параболоиду вращения.

При этом различным участкам следа будет соответствовать в один и тот же момент времени разная резонансная частота; значения ρ и ψ будут неодинаковыми вдоль следа.

Биллем и Браун [3], исследуя вопрос о влиянии этого эффекта на величину наблюдаемого экспериментально поляризационного отношения, рассчитали зависимость от времени амплитуды отраженного от метеора сигнала для двух видов поляризации. Расчет произведен для одного частного случая. При расчете использовались соотношения

$$E_{\parallel} \propto \int_{-\infty}^{n_0} e^{-\kappa_1 \delta(n_0 - n)} e^{i\varphi} dn, \quad (1)$$

$$E_{\perp} \propto \int_{-\infty}^{n_0} \rho(n) e^{-\kappa_1 \delta(n_0 - n)} e^{i(\varphi + \psi)} dn, \quad (2)$$

где n —расстояние вдоль следа от отражающей точки в единицах $\sqrt{R\lambda}$; $k_1=16\pi^2 D/\lambda^2$ (D —коэффициент диффузии); $\delta=\sqrt{R\lambda}/v$ (R —дальность, v —скорость метеора); $\varphi=2\pi n^2$ —фазовый угол элемента dn по

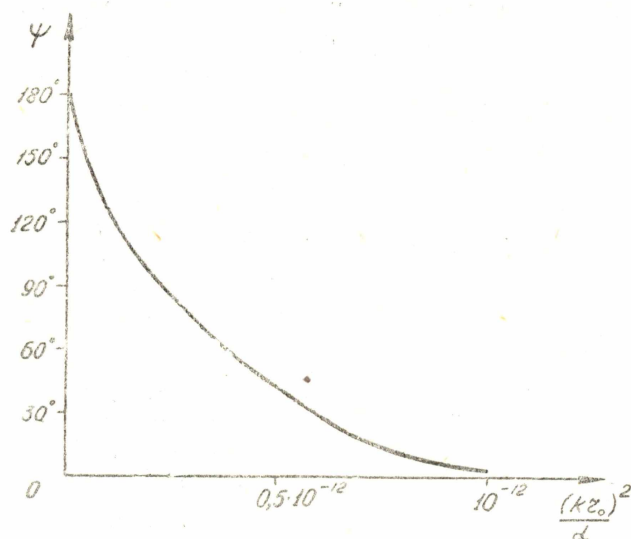


Рис. 2. Зависимость фазы коэффициента рассеяния Ψ при перпендикулярной поляризации от величины $\frac{(\kappa r_0)^2}{\alpha}$.

отношению к фазе в точке $n=0$; ρ, ψ —поляризационное отношение и фаза коэффициента рассеяния для элемента следа dn .

Расчет производился методом численного интегрирования. В результате получены кривые, изображенные на рис. 3.

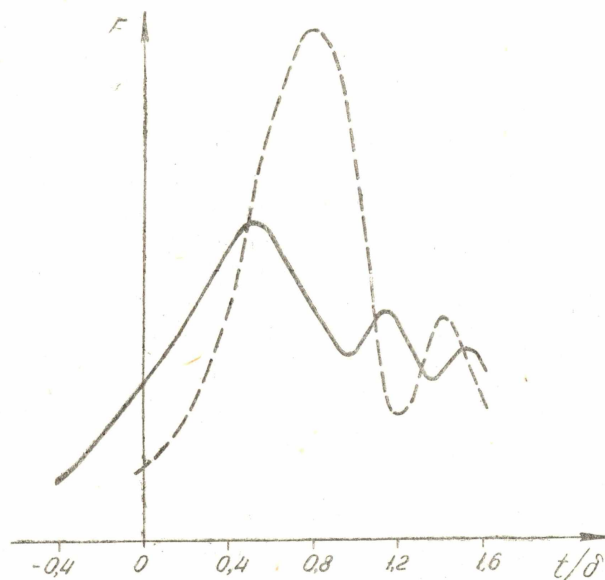


Рис. 3. Изменение амплитуды отраженного сигнала во времени от двух видов поляризации.
 ———— — параллельная поляризация,
 - - - - - перпендикулярная поляризация.

Авторы пришли к выводу о том, что эффект конечной скорости увеличивает наблюдаемое поляризационное отношение. Этот вывод по-

сит лишь качественный характер и сделан на основании рассмотрения одного частного случая.

Более детальное рассмотрение вопроса о степени проявления резонансного эффекта при разных условиях наблюдения дает ряд новых результатов по сравнению с имеющимися в опубликованной литературе.

Длина резонирующего участка следа

Влияние резонансного эффекта на характеристики сигнала, отраженного от метеора, в значительной мере зависит от того, при каких условиях производились наблюдения. При этом одним из основных

факторов является непостоянство радиуса и электронной плотности вдоль следа.

Непостоянство радиуса по длине следа может быть вызвано следующими причинами (помимо разного рода нерегулярных явлений в атмосфере):

1. Неодновременным образованием отдельных участков метеорного следа за счет конечной скорости метеорного тела.

2. Непостоянством коэффициента диффузии по длине следа из-за различной высоты участков следа.

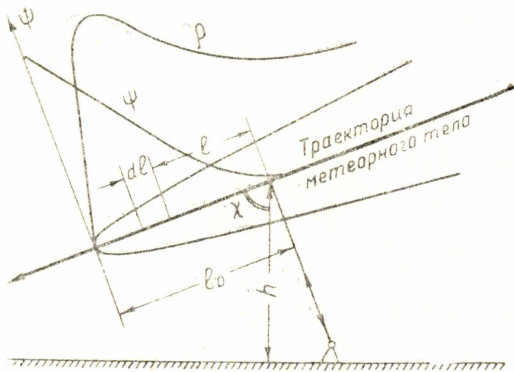


Рис. 4. Геометрия отражения радиоволны от метеорного следа.

3. Непостоянством начального радиуса.

В общем случае радиус элемента следа dl (рис. 4) равен

$$r_0(l) = \sqrt{[r_n(l)]^2 + 4D(l) \cdot \frac{l_0 - l}{v}}, \quad (3)$$

где l_0 — мгновенное положение головной части следа.

Теоретически [4] и экспериментально [5] показано, что степень ионизации зависит от высоты, как показано на рис. 5.

Если r_0 и α непостоянны вдоль следа, в состоянии резонанса в данный момент времени будет находиться не весь след, а лишь некоторый участок, прилегающий к его началу. Зависимости ρ и ψ от l при этом иллюстрируются на рис. 4. Длину резонирующего участка $l_{рез}$ можно условно определить, как длину части следа, для которой ψ значительно отличается от нуля, так как изменение ψ вдоль следа оказывает большее влияние, чем изменение ρ .

В общем случае

$$l_{рез} = l_0 - l_{зр},$$

где $l_{зр}$ — расстояние от отражающей точки до того участка следа, где ψ становится близким к нулю. Величина $l_{зр}$ зависит от вида функции $\psi(l)$, который определяется законом изменения r_0 и α вдоль следа. Как видно из рис. 2, ψ можно считать близким к нулю при $(kr_0)^2/\alpha \approx 10^{-12}$ см. С учетом этого $l_{зр}$ является корнем уравнения

$$k^2 \left[r_n^2(l) + 4D(l) \frac{l_0 - l}{v} \right] - \alpha(l) \cdot 10^{-12} = 0. \quad (4)$$

В самом простом случае, т. е. при $r_H=0$ и $\alpha=\text{const}$

$$4k^2 D \frac{l_0 - l_{zp}}{v} = \alpha \cdot 10^{-12}$$

и

$$l_{рез0} = l_0 - l_{zp} \approx 0,65 \cdot 10^{-13} \frac{\alpha \lambda^2}{\pi^2 D} v. \quad (5)$$

Непостоянство начального радиуса и коэффициента диффузии приводит к укорочению $l_{рез}$ по сравнению с $l_{рез0}$. За счет изменения α с высотой при обнаружении метеора на высоте, большей характеристической, $l_{рез} < l_{рез0}$; при высотах меньших h_m , $l_{рез} > l_{рез0}$.

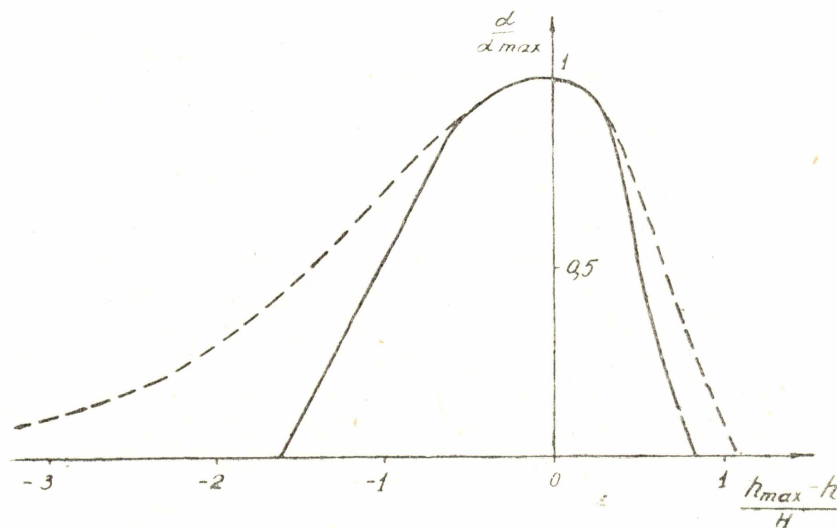


Рис. 5. Изменение α с высотой.
 ———— — теоретическое изменение,
 ————— — результат эксперимента.

Абсолютное значение $l_{рез}$ не может полностью определить степень проявления резонансного эффекта. Влияние резонанса на параметры отраженного сигнала зависит от соотношения между $l_{рез}$ и зонами Френеля. Размеры зон Френеля определяются величиной $\sqrt{R\lambda}$.

Расчеты показывают, что длина резонирующего участка следа в большинстве случаев сравнима с длиной первой зоны Френеля, а при некоторых условиях и много меньше ее.

Некоторые характеристики сигнала при резонансе

При анализе влияния резонансного эффекта на отраженный от метеора сигнал целесообразно рассмотреть такие характеристики сигнала, как максимальное значение амплитуды, характер изменения амплитуды во времени, характер изменения фазы во времени, временной сдвиг максимальной амплитуды относительно времени пролета метеором отражающей точки, периоды пульсаций амплитуды, глубину пульсаций.

Перечисленные параметры достаточно полно описывают сигнал и используются при измерении некоторых характеристик метеора и атмосферы (скорости метеора, коэффициента диффузии и т. д.). Параметры сигнала при резонансе необходимо сравнивать с соответствующими

щими параметрами при отсутствии резонанса (при прочих равных условиях).

Построение дифракционных картин (для амплитуды и фазы) при наличии и отсутствии резонанса позволяет получить все перечисленные характеристики сигнала.

Метод расчета, основанный на использовании соотношений (1) и (2), изложен в работе [6]. Расчет производился для ряда случаев, характеризующихся определенной совокупностью условий наблюдения.

Случай 1

Условия расчета: 1) начальный радиус $r_H=0$; 2) α и D постоянны.

При этом дифракционная картина полностью определяется величинами

$$l_{рез}/\sqrt{R\lambda} \text{ и } B = \frac{8\pi^2 D \sqrt{R\lambda}}{\lambda^2 v} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{t_1}{\tau},$$

где t_1 —время пролета метеором первой зоны Френеля, τ —постоянная затухания амплитуды при отсутствии резонанса [1,2]. Чем меньше B , тем ближе форма следа к цилиндрической.

Для первого случая рассчитано три семейства дифракционных картин (18 кривых) для значений $B=0,08$; $B=0,15$ и $B=0,226$.

Расчеты позволили установить, что под влиянием резонанса дифракционная картина сильно видоизменяется. Это изменение выражается в увеличении амплитуды сигнала, временном запаздывании дифракционной картины, изменении периодов и глубины пульсаций амплитуды и фазы. Количественный анализ этих изменений показал, что основной величиной, определяющей степень проявления резонансного эффекта, является отношение $l_{рез}/\sqrt{R\lambda}$; влияние параметра B проявляется слабо.

Зависимость отношения максимальных амплитуд при резонансе и при отсутствии резонанса, полученная в результате расчетов, приведена на рис. 6¹⁾. Приведенные результаты существенно отличаются

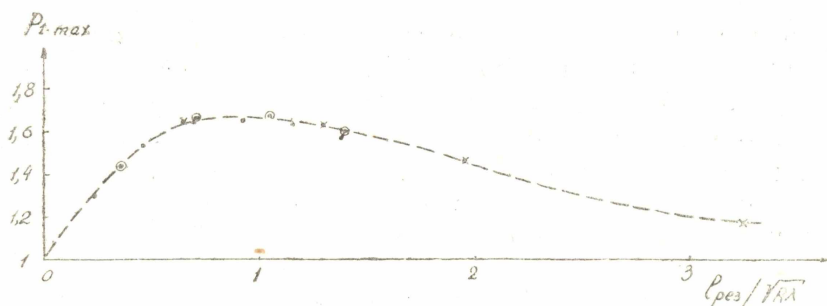


Рис. 6. Поляризационное отношение для максимальных амплитуд ρ_{1max} в зависимости от длины резонирующего участка.
· — $B = 0,08$, × — $0,15$, ○ — $0,226$.

от результатов Кайзера и Клосса [2], не учитывающих отличие формы следа от цилиндрической. Согласно [2], ρ_{1max} постоянно, в соответствии с рис. 6 ρ_{1max} сильно зависит от $l_{рез}/\sqrt{R\lambda}$, приближаясь к максимуму при $l_{рез}/\sqrt{R\lambda} \approx 1$; при уменьшении и увеличении $l_{рез}/\sqrt{R\lambda}$ по срав-

¹⁾ Некоторый разброс точек объясняется погрешностями расчета, который производился графоаналитическим методом.

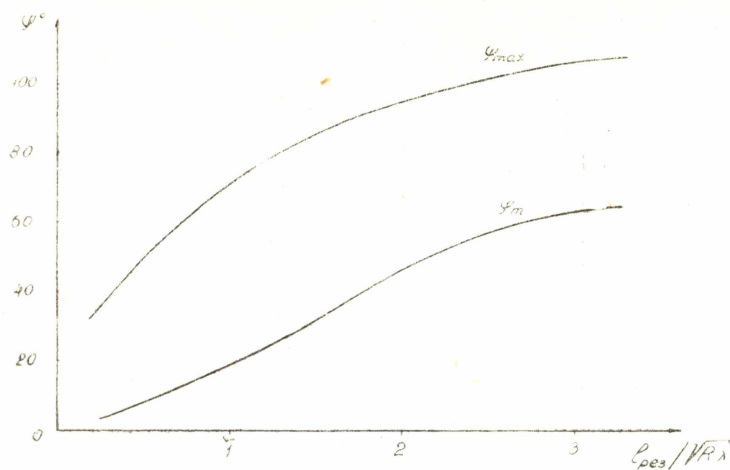


Рис. 7. Максимальное значение фазового сдвига при резонансе φ_{max} и фаза в момент максимума амплитуды φ_m в зависимости от $\rho_{\text{рез}}/\sqrt{R\lambda}$.

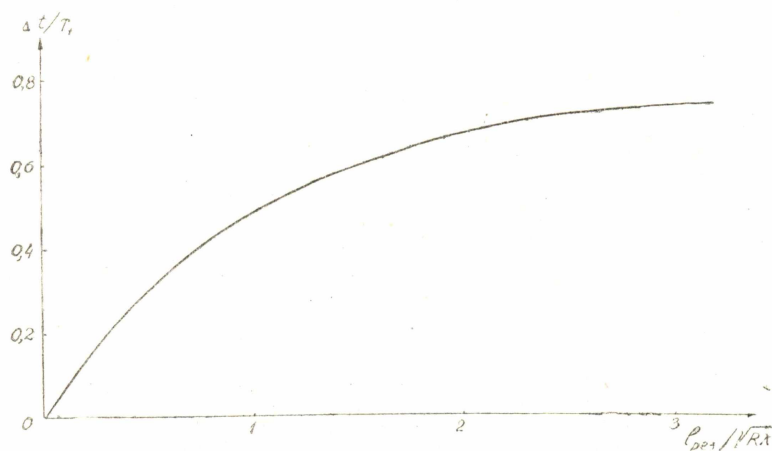


Рис. 8. Запаздывание максимума сигнала при резонансе Δt по отношению к первому периоду пульсаций идеальной дифракционной картины T_1 .

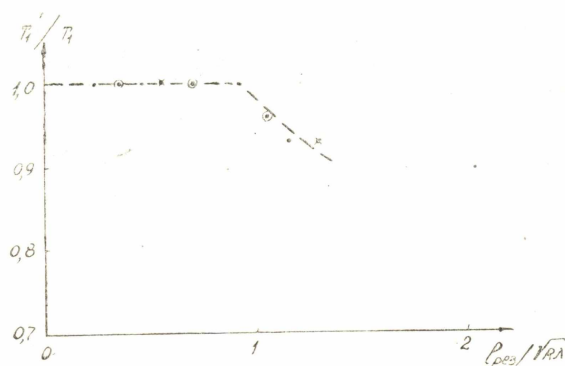


Рис. 9. Отношение первого периода пульсаций при резонансе T_1' к первому периоду пульсаций идеальной дифракционной картины T_1 .
 \times — $B=0,08$, \circ — $B=0,15$, — — — $B=0,226$.

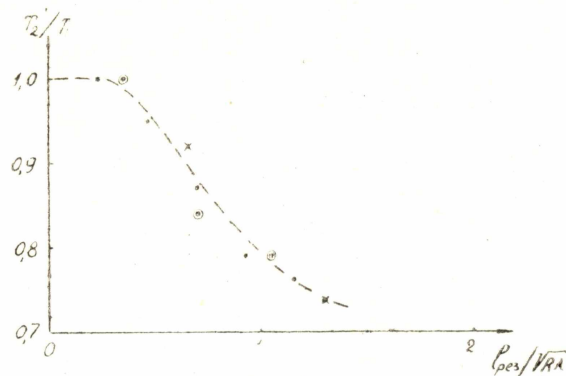


Рис. 10. Отношение периода T_2^{I} ко второму периоду идеальной дифракционной картины.
 $\times - B=0,08, \odot - B=0,15, \cdot - B=0,226$.

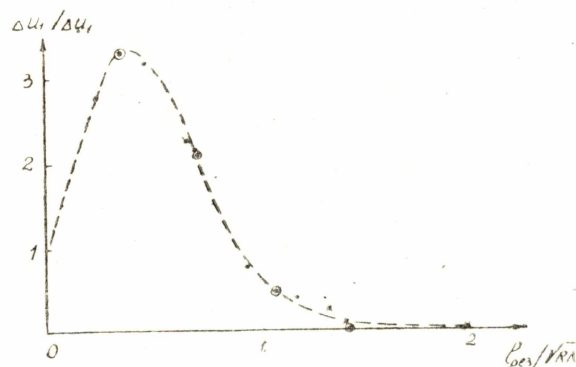


Рис. 11. Глубина пульсаций дифракционной картины при резонансе. $\Delta u_1'$ — разность между вторым максимумом и первым минимумом при резонансе, Δu_1 — то же (для идеального случая).
 $\times - B=0,08, \odot - B=0,15, \cdot - B=0,226$.

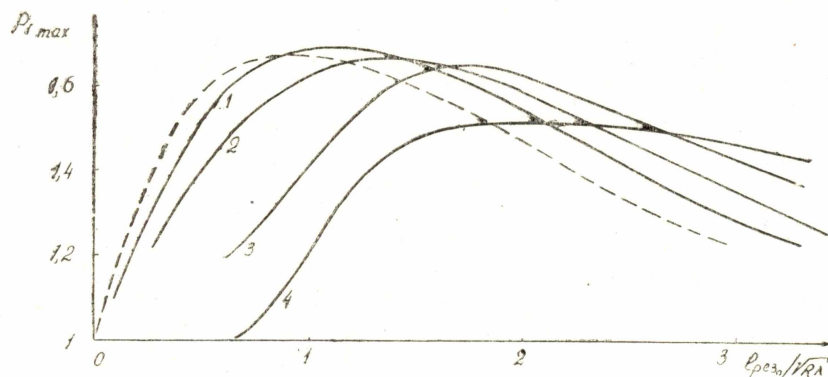


Рис. 12. Поляризационное отношение с учетом начального радиуса
 $(B=0,08, \lambda=10 \text{ м})$
 $----- r_n=0; 1-20 \text{ см}, 2-28 \text{ см}; 3-40 \text{ см}; 4-51 \text{ см}.$

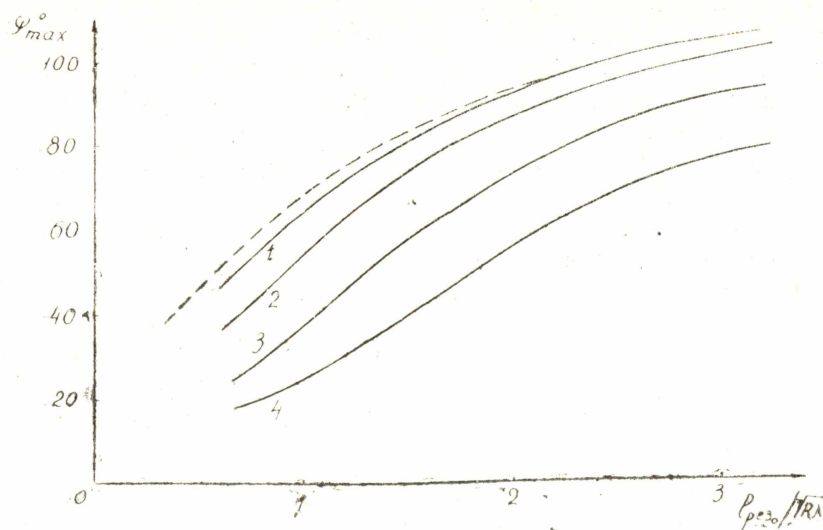


Рис. 13. Максимальное значение фазового сдвига при разных начальных радиусах ($B=0,08$ $\lambda=10$ м)
 — — — $r_H=0$; 1—20 см; 2—28 см; 3—40 см; 4—51 см.

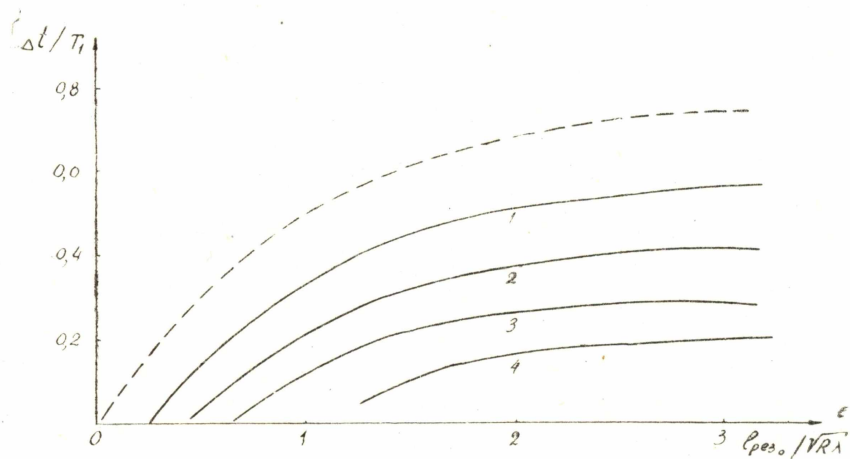


Рис. 14. Отношение временного запаздывания дифракционной картины Δt к первому периоду пульсаций T_1 для разных r_H ($B=0,08$).
 — — — $r_H=0$; 1—20 см; 2—28 см; 3—40 см; 4—51 см.

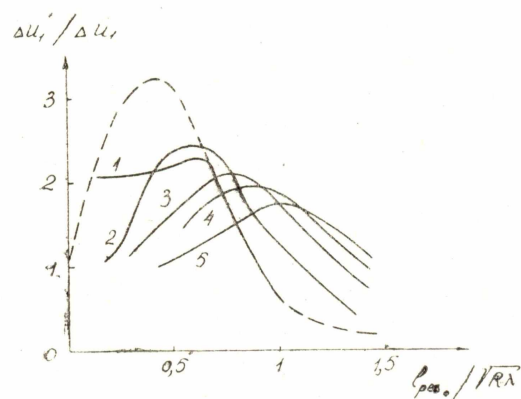


Рис. 15. Относительная глубина пульсаций с учетом r_H ($B=0,226$, $\lambda=5$ м). — — — $r_H=0$,
 1—17 см; 2—25 см; 3—30 см; 4—35 см;
 5—39 см.

нению с единицей происходит уменьшение поляризационного отношения. Фаза коэффициента рассеяния ψ при резонансе по Кайзеру и Клоссу меняется со временем, как показано на рис. 2. Когда амплитуда достигает максимального значения, $\psi_m \cong 45^\circ$. Значения ψ_m с учетом отличия формы следа от цилиндрической в зависимости от длины резонирующего участка приведены на рис. 7. Здесь же приведена кривая для максимального значения фазового сдвига (по Кайзеру и Клоссу $\psi_{\max} = 180^\circ$).

Помимо амплитуды и фазы за счет резонанса меняются и временные соотношения дифракционной картины. Это выражается в запаздывании дифракционной картины и изменении периодов пульсаций. Расчеты для случая 1 показали, что момент максимума амплитуды при резонансе наступает позднее, временной сдвиг определяется отношением $l_{\text{рез}}/\sqrt{R\lambda}$ (рис. 8).

Периоды пульсаций дифракционной картины при малых длинах резонирующего участка остаются неизменными, по мере роста $l_{\text{рез}}$ периоды начинают уменьшаться, причем это уменьшение заметно в основном для первых двух периодов (рис. 9 и 10). По мере уменьшения периодов происходит сглаживание пульсаций. Максимальное уменьшение периодов для еще видимых пульсаций составляет 15—20%. Сглаживание пульсаций происходит в области больших длин резонирующего участка. Поведение глубины пульсаций для разных $l_{\text{рез}}$ иллюстрируется рис. 11.

Полученные закономерности справедливы при малых высотах и больших длинах волн, когда можно пренебречь величиной начального радиуса.

Расчет дифракционных картин с учетом r_H показал, что за счет влияния начального радиуса уменьшается максимальное значение $\rho_{1\max}$, причем поляризационное отношение достигает максимальной величины при больших значениях $l_{\text{рез}_0}/\sqrt{R\lambda}$. При увеличении r_H наблюдается резкое уменьшение $\rho_{1\max}$ при малых $l_{\text{рез}_0}/\sqrt{R\lambda}$ и подъем в области больших длин резонирующего участка (рис. 12).

Влияние r_H вызывает уменьшение фазового сдвига (рис. 13), временного запаздывания (рис. 14) и ослабляет воздействие резонанса на периоды пульсаций. Глубина пульсаций амплитуды с увеличением r_H падает в области малых значений $l_{\text{рез}_0}/\sqrt{R\lambda}$; сглаживание пульсаций происходит при больших длинах резонирующего участка по сравнению со случаем $r_H = 0$ (рис. 15).

Таким образом, резонанс плазмы в следах неустойчивого типа оказывает заметное влияние на такие характеристики отраженного сигнала, как максимальное значение амплитуды, характер изменения амплитуды, величина фазового сдвига и характер изменения фазы во времени, форму дифракционной картины.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Herlofson, Plasma resonance in ionospheric irregularities, Arkiv för Fysik, 3, 247, 1951;
2. T. R. Kaiser, R. L. Closs. Theory of radio reflections from meteor trails Phil. Mag., ser. 7, 43, N 336, 1, 1952.
3. E. R. Billam, I. C. Browne. Characteristics of radio echoes from meteor trails, IV. Polarization effects, Proc. Phys. Soc., Sec. B, 69, Part 1, N 433, 98, 1956.
4. T. R. Kaiser. Radio echo studies of meteor ionisation, Phil. Mag., 2, N 8, 495, 1953.
5. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld, The variation of ionization along a meteor trail, Mon. Not. RAS, 117, № 4, 1957.
6. Э. К. Немирова. О роли резонансных эффектов при измерении скоростей метеоров, Астр. журнал, т. XXXVI. Вып. 3, 1959.
7. J. S. Greenhow, E. L. Neufeld, The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere, J. Atm. Terr. Phys., 6, N 2—3, 133, 1955.